PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 5. Januar 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
L. Gorczyński, Über die Brauchbarkeit der Dispersionsformeln. S. 205.
C. Jensen, Über einige Versuche mit Kohärern. S. 211.
R. Reiger, Innere Reibung plastischer und fester Körper. S. 213.
St. Lindeck, Über eine bequeme Kompensationsmethode für kleine elektromotorische Kräfte. S. 217.
E. Riecke, Bewegung eines elektrischen Teilchens in einem Felde elektrostatischer und elektromagnetischer Kraft. S. 217.
E. Dorn, Bemerkung zu der Mitteilung von Rutherford und Mc. Clung, über die Energie der Becquerel- und Röntgenstrahlen. S. 218.

Referate:
Rotierender Unterbrecher mit Gleitkontakten. S. 218.

Besprechungen:
R. Sissingh, Propriétés générales des Images formées par des rayons centraux traversant une série de surfaces sphériques centrées. S. 220.

Personalien. S. 220.

Berichtigungen. S. 220.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Brauchbarkeit der Dispersionsformeln.

Von Lad. Gorczyński.

Trotz vieler schönen theoretischen und experimentellen Arbeiten über die Dispersionsformeln und deren Brauchbarkeit, kann man bis jetzt die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentell erhaltenen Brechungsindices nicht als befriedigend betrachten, und aus diesem Grunde bleibt bisher in der praktischen Ausnutzung der Dispersionsformeln viel zu wünschen übrig. Dieser Umstand, welcher besonders in der rechnerischen Optik recht unangenehm auftritt, regte mich an, mich mit dieser Frage zu beschäftigen, und ich bin in dieser Hinsicht zu einigen Resultaten gekommen, welche mir nicht ohne Interesse zu sein scheinen, so dass ich mir erlaube, dieselben kurz darzustellen.

In den bisherigen Arbeiten nahm man gewöhnlich zur Vergleichung der Rechnungsresultate mit den experimentell bestimmten Werten verschiedenartige Körper, rechnete für dieselben in möglichst grosser Skala die Brechungsindices aus und verglich die letzteren mit den experimentell erhaltenen. Auf diese Weise hatte man das Vergleichungsmaterial für einzelne Körper, man nahm aber den Gang der Dispersion garnicht mit in Betracht, was hier besonders charakteristisch ist. Im folgenden ist diese Vergleichsbestimmung in etwas abweichender Weise ausgeführt; wir haben darin für jede gegebene Substanz die Werte der relativen Dispersionen $\left(r\text{-Werte} = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}\right)$, als prinzipiellen Ausgangspunkt berücksichtigt und die Abweichungen der theoretischen und experimentellen Brechungsindices n für verschiedene r-Werte studiert.

Als optische Substanzen wurden die Jenaer Gläser erwählt, erstens ihrer Wichtigkeit in der praktischen Optik wegen und zweitens darum, weil in derselben die in dem Schottschen Kataloge gegebenen optischen Konstanten möglichst gleichartiges und bequemes Material liefern. Die zweite wichtige Beschränkung, die wir uns auferlegt haben, besteht darin, dass wir den Vergleich zwischen der Theorie und dem Experiment fast ausschliesslich für eine Fraunhofersche Linie, im Kataloge der Jenaer Gläser mit dem Buchstaben G' angegeben, ausführten; diese Beschränkung hatte nicht nur den Zweck, die Rechnungen zu erleichtern, sondern war hauptsächlich dadurch veranlasst, dass der obenerwähnte Katalog nur 5 Brechungsindices liefert (für die Fraunhoferschen Linien A', C, D, F, G'), so dass nach der Einführung von vieren derselben zur Ausrechnung der Dispersionskonstanten nur ein Brechungsindex übrigblieb.

Die unten angeführte Tabelle I stellt die Abweichungswerte für acht Jenaer[1]) Gläser dar, den Werten ihrer r nach zusammengestellt, einzelne Kolumnen geben hier die Abweichungen (im Sinne „Rechnung — Beobachtung") an mit den entsprechenden Vorzeichen für die verschiedenen Dispersionsformeln; die oberen Fraunhoferschen Linien zeigen die entsprechenden Brechungsindices und deren Anzahl, die zur Bestimmung der Konstanten der Dispersionsformeln angewendet wurden.

1. Die allgemeine Cauchysche Formel

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \frac{D}{\lambda^6} + \cdots\cdots$$

ist von uns der Reihe nach mit zwei, drei und vier Dispersionskonstanten gebraucht. Die zweigliedrigen Cauchyschen Formeln wurden für

1) Dr. Schott, Glastechnisches Laboratorium, Jena. Zweiter Nachtrag zum Produktions- und Preisverzeichnis. 1892.

Tabelle I.

	Benennung	r	Cauchy					Schmidt		Ketteler		Wüllner		Lommel	Hartmann
			A', C	C, D	C, F	C, D, F	A', C, D, F	C, D, F	C, D, F	A', C, D, F	A', C, D, F	C, D, F	C, D, F	D, F	C, D, F
0.802	Borosilikat-Crown	64.9	+116	+ 48	+ 8	−23	+ 6	− 1	− 1	−13	−13	− 2	− 4	+12	− 5
0.709	Zink-Natron-Crown	57.3	+ 84	+ 10	− 4	−15	+38	+ 8	+ 7	+ 1	+ 1	− 4	− 5	+ 6	0
0.1209	Schwerstes Baryt-Crown	57.2	+ 65	+ 7	− 8	−20	+20	+ 8	+ 9	− 6	− 6	− 7	− 6	+ 4	0
0.722	Baryt-Leichtflint	53.8	+ 40	− 3	−13	−21	+ 8	+ 7	+ 5	−12	−12	− 6	− 9	+ 1	+ 1
0.846	Baryt-Leichtflint	53.0	+ 33	− 7	−14	−21	+ 8	+ 6	+ 6	−11	−11	− 8	− 9	0	+ 1
0.726	Extra leichtes Flint	47.3	− 1	− 35	−25	−17	+20	+11	+12	− 2	− 4	−10	−10	− 5	+ 4
0.378	Extra leichtes Flint	45.9	− 21	− 47	−32	−21	+13	+ 8	+ 7	−11	−12	−16	−15	−10	+ 5
0.748	Baryt-Flint	39.1	−137	−119	−63	−19	+ 8	+17	+15	− 8	−11	−14	−20	−23	+19

Bemerkung. Die Abweichungen für $n_{G'}$ sind in Einheiten der fünften Dezimalstelle angegeben.

die Fraunhoferschen Linien A' und C, C und D, C und F; die dreigliedrigen für die Linien C, D, F und die viergliedrigen für die Linien A', C, D, F aufgelöst.[1])

Der Verlauf der Abweichungen stellt sich für alle zweigliedrigen Formeln ungemein interessant dar. Besonders charakteristisch und wichtig ist der Umstand, dass die Systeme mit je zwei Dispersionskonstanten den Gang der Abweichungen geben, welcher parallel mit dem Gange der r-Werte gerichtet ist. Der Charakter dieses Verlaufes ist für die drei Intervalle gemeinsam, nur die Skala ist verschieden. Das Intervall A', C zeigt die grössten Abweichungen, die folgenden zwei stufenweise kleinere; ebenso die Nullabweichung, d. h. mit anderen Worten dieses r, für welches die ausgerechnete $n_{G'}$-Grösse genau mit der experimentellen übereinstimmt, wächst mit dem Übergange vom ersten zum dritten System in der Richtung des r-Steigens. So z. B. für die erste zweigliedrige Formel fällt die Nullabweichung in der Nähe $r = 47.3$, für die zweite zwischen $r = 53.8$ und 57.2 und endlich für die dritte zwischen $r = 57.3$ und 64.9.

Falls wir aber die Cauchysche Formel mit drei oder vier Dispersionskonstanten nehmen, erhält man solchen systematischen und regelmässigen Gang der Abweichungen nicht mehr. Die so erhaltenen Abweichungen, sowie überhaupt der Verlauf der Dispersionskonstanten für alle Cauchyschen Formeln, stellen dann nichts Charakteristisches dar.

2. Die Schmidtschen Formeln

a) $$n = a + \frac{b}{\lambda} + \frac{C}{\lambda^4}$$

b) $$n^2 = a^2 + \frac{b}{\lambda} + \frac{C}{\lambda^4}$$

wurden für die Fraunhoferschen Linien C, D, F aufgelöst; der Verlauf der Abweichungen zeigt wenig Bemerkenswertes.

3. Die Kettelerschen Formeln

a) $$n^2 = a^2 + \frac{M}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - K\lambda^2$$

b) $$n^2 = -K\lambda^2 + a^2 + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}$$

mit je vier Konstanten sind für die Fraunhoferschen Linien A', C, D, F aufgelöst. In dem Verlaufe der Abweichungen, sowie in dem der Dispersionskonstanten fällt es schwer, irgend eine Regelmässigkeit zu bemerken.

4. Die Wüllnerschen Formeln sind von der Form

a) $$n^2 - 1 = -P\lambda^2 + Q\frac{\lambda^4}{\lambda^2 - \lambda_1^2}$$

b) $$n^2 - 1 = (Q - P)\lambda^2 + Q\frac{\lambda_1^2}{1 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda}\right)^2}$$

$$= K\lambda^2 + \frac{M\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2}$$

mit je drei Dispersionskonstanten (P, Q, λ_1 resp. K, M, λ_1).

5. Wenn wir in der zweiten Wüllnerschen Formel $P = Q$ setzen, bekommen wir die Lommelsche Formel

$$n^2 - 1 = Q\frac{\lambda_1^2}{1 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda}\right)^2}$$

die, als die zweigliedrige Formel, die Vorausbestimmung nur zweier Brechungsindices erfordert (z. B. n_D und n_F) und sich sehr leicht und bequem ausrechnen lässt. Für die erste Wüllnersche Formel, sowie auch für die Lommelsche, giebt den Verlauf der Dispersionskonstanten folgende Tabelle an:

1) Die Rechnungen sind mittelst der sechsstelligen Logarithmentafeln von Bremiker ausgeführt, was, wie es sich ergeben hatte, hier genügend ist; die Summen und Differenzen wurden nach der Gaussschen Methode bestimmt. Als die zu Grunde liegenden Konstanten figurieren in den Rechnungen die Wellenlängen, die gemäss den in dem Schottschen Kataloge angeführten Werten folgende sind:

$$\lambda_{A'} = 0.7677\,\mu,\ \lambda_C = 0.6563\,\mu,$$
$$\lambda_D = 0.5893\,\mu,\ \lambda_F = 0.4862\,\mu,\ \lambda_{G'} = 0.4341\,\mu.$$

Tabelle II.

Fabrikations-Nr.	Benennung	r	Erste Wüllnersche Formel			Lommelsche Formel		Abweichungswerte für n_G
			λ_1^2	P	Q	λ_1^2	Q	
0.802	Borosilikat-Crown	64.9	+0.0085237	+142.360	+142.349	+0.0091879	+131.402	+12
0.709	Zink-Natron-Crown . . .	57.3	+0.010082	+124.337	+124.330	+0.010484	+119.199	+ 6
0.1209	Schwerstes Baryt-Crown .	57.2	+0.010423	+148.770	+148.762	+0.010767	+143.644	+ 4
0.722	Baryt-Leichtflint	53.8	+0.011005	+131.812	+131.805	+0.011360	+127.341	+ 1
0.846	Baryt-Leichtflint	53.0	+0.011100	+123.193	+123.187	+0.011442	+119.189	0
0.726	Extra leichtes Flint . . .	47.3	+0.012594	+105.007	+105.004	+0.012778	+103.343	— 5
0.378	Extra leichtes Flint . . .	45.9	+0.013001	+103.313	+103.309	+0.013181	+101.756	—10
0.748	Baryt-Flint	39.1	+0.015822	+ 98.641	+ 98.643	+0.015722	+ 99.333	—23

Wir sehen daraus, dass die Dispersionskonstanten P und Q sich untereinander nur sehr wenig unterscheiden; diese Bemerkung ist übrigens nicht neu, denn schon A. Wüllner selbst hatte dies bekannt gemacht.[1]) Man kann hier noch auf folgende interessante Beziehung zwischen P und Q verweisen: $r = 64.9$, $P - Q = +0.011$, für $r = 53.0$ $P - Q = +0.006$ und für $r = 39.1$ $P - Q = -0.002$.

Das augenscheinliche Steigen mit r zeigt der Verlauf der Dispersionskonstante λ_1^2, denn sie nimmt ersichtlich ab mit der Zunahme von r. Die analog λ_1^2 aus der zweiten Wüllnerschen Formel unterscheidet sich nur sehr wenig von der ersteren und man kann von ihr wörtlich dasselbe, wie von der ersten anführen. Was endlich den Verlauf der Abweichungen anbelangt, so tritt auch hier, obwohl nicht ganz genau, die Abhängigkeit von r deutlich genug hervor, was besonders auffallend die zweite Wüllnersche Formel zeigt (siehe Tabelle I).

Tabelle II zeigt weiter, dass λ_1^2 und Q für die Lommelsche Formel sich nicht sehr viel von den entsprechenden Dispersionskonstanten der ersten Wüllnerschen Formel unterscheiden. Hier wie auch dort zeigt der Verlauf von λ_1^2 charakteristische Veränderung mit r, und dem vorigen gemäss nimmt λ_1^2 zu, wenn r abnimmt. Besonders auffällig erscheint aber die Abhängigkeit von r bei den Abweichungen; wir haben hier die Nullabweichung für $r = 53.0$, dagegen r—23 für $r = 39.1$ und andererseits $+ 12$ für $r = 64.9$.

6. Die Hartmannsche Formel ist von der Form

$$n - n_0 = \frac{C}{(\lambda - \lambda_0)^a}$$

mit vier Konstanten n_0, C, λ_0, a. Diese Gestalt ist im allgemeinen Falle zur direkten Auflösung sehr unbequem. Bei der Anwendung der Hartmannschen Formel haben wir nach dem Verfasser[2]) $a = 1{,}2$ angenommen, womit die Zahl der Konstanten sich auf 3 reduziert. Für die Interpolation leistet diese Formel sehr Gutes, worauf schon Herr Harting aufmerksam gemacht hat.

Gleichwohl steht hier der Verlauf der Dispersionskonstante λ_0, als auch der der Abweichungen in engem Zusammenhange mit r. Für $r = 64.9$ ist die Abweichung gleich -5, für $r = 57.2$ schon 0 und erreicht für $r = 39.1$ $+ 19$. Was λ_0 anbelangt, so erhält sie für die acht benutzten Gläser folgende Werte (in Mikronen): 0,1496; 0,1749; 0,1772; 0,1830; 0,1845; 0,1937; 0,1984; 0,2139.

Im allgemeinen zeigt der Überblick der Tabelle I, dass einige Dispersionsformeln von r abhängige Abweichungen geben. Das Hervorheben dieser Abweichungsabhängigkeit hat (wenn auch nur praktische) Wichtigkeit, denn sie führt zu dem Schlusse, dass man durch die genaue Bestimmung der Abweichungen für jeden r-Wert die Brechungsindices für die entsprechenden Fraunhoferschen Linien mit gewünschter Genauigkeit mittels der Dispersionsformeln erhalten könne.

Tabelle I zeigt, dass ähnlicher regelmässiger Gang der Abweichungen für die zweigliedrigen Cauchyschen Formeln, für die Lommelsche und Hartmannsche Formel und endlich, obwohl nicht gänzlich genau, für die Wüllnerschen Formeln auftritt. Man könnte also jede von dieser zur Bildung der systematischen Tabelle anwenden, die die Abweichungen als Funktion von r und zugleich den Korrektionswert anzeigen würde, den man zugeben oder abziehen soll, damit der ausgerechnete Brechungsindex mit seinem wirklichen Werte für jede Substanz übereinstimme.

Aus den obenerwähnten 6 Formeln eignen sich dazu am besten: die theoretische von Professor Lommel und die empirische von Professor Hartmann; von diesen zwei Formeln wollen wir aber diesmal die Lommelsche Formel anwenden, denn die neue Hartmannsche Formel scheint für die Extrapolationszwecke noch nicht ganz angepasst zu sein.

1) A. Wüllner, Zur Dispersion farblos durchsichtiger Medien, Wied. Ann. 17, 580—587, 1882.

2) Hartmann, Über eine einfache Interpolationsformel für das prismatische Spektrum. Publikationen des astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam No. 42, 1898.

Tabelle III.

Fabrikations-Nr.	r	Erhaltene Abweichungen	Korrektionswerte	Übrigbleibende Fehler	Fabrikations-Nr.	r	Erhaltene Abweichungen	Korrektionswerte	Übrigbleibende Fehler
0.225	70.0	+11	−11	0	0.152	51.2	− 2	+ 1	−1
s.40	66.9	+12	−11	+1	0.583	51.2	− 1	+ 1	0
0.802	64.9	+12	−11	+1	0.543	50.6	− 4	+ 2	−2
0.144	64.0	+ 9	− 9	0	0 527	50.4	− 3	+ 2	−1
0.599	62.3	+ 7	− 7	0	0.164	49.4	− 1	+ 3	+2
0.57	61.8	+ 7	− 7	0	0.575	49.3	− 3	+ 3	0
0.40	60.9	+ 6	− 6	0	0.214	48.7	− 5	+ 5	0
0.337	60.7	+ 6	− 6	0	0.522	48.2	− 6	+ 5	−1
0.374	60.5	+ 4	− 6	−2	0.726	47.3	− 5	+ 6	+1
0.546	60.2	+ 8	− 6	+2	0.161	46.7	− 4	+ 6	+2
0.60	60.2	+ 6	− 6	0	0.578	46.4	− 8	+ 7	−1
0.138	60.2	+ 6	− 6	0	0.378	45.9	− 10	+ 10	0
0.567	59.7	+ 5	− 5	0	0.154	43.0	− 16	+ 15	−1
0.20	59.6	+ 4	− 5	−1	0.376	42.9	− 16	+ 15	−1
0.227	59.4	+ 6	− 5	+1	0.230	42.5	− 14	+ 15	+1
0.203	59.0	+ 3	− 4	−1	0.340	41.4	− 19	+ 19	0
0.610	59.0	+ 2	− 4	−2	0.569	41.4	− 19	+ 19	0
0.598	58.6	+ 6	− 4	+2	0.184	41.1	− 20	+ 20	0
0.512	58 6	+ 3	− 4	−1	0.748	39.1	− 23	+ 23	"
0.13	58.0	+ 5	− 4	+1	0.318	38.3	− 25	+ 25	"
0.15	58.0	+ 4	− 4	0	0.118	36 9	− 30	+ 30	"
0.211	57.5	+ 5	− 4	+1	0.167	36.5	− 32	+ 32	"
0.709	57.3	+ 6	− 4	+2	0.103	36.2	− 32	+ 32	"
0.153	57.2	+ 3	− 4	−1	0.93	35.8	− 35	+ 35	"
0.1209	57.2	+ 4	− 4	0	0.266	35.4	− 35	+ 35	"
0.114	56.6	+ 3	− 3	0	0.335	34.8	− 40	+ 40	"
0.197	56.5	+ 2	− 3	−1	0.102	33.8	− 42	+ 42	"
0.463	55.4	+ 2	− 3	−1	0.192	32.0	− 49	+ 49	"
0.202	55.3	+ 3	− 3	0	0 41	29.5	− 61	+ 61	"
0.608	54.6	+ 1	− 2	−1	0.113	28.4	− 68	+ 68	"
0.722	53 8	+ 1	− 1	0	0 165	27.5	− 76	+ 76	"
0.602	53.0	+ 2	0	+2	0.198	26.5	− 88	+ 88	"
0.846	53.0	0	0	0	s. 57	19.7	−216	+216	"
0.381	51.3	− 2	+ 1	−1					

Die obige Tabelle III stellt diese Korrektionswerte für alle Jenaer Gläser dar, die in dem Schottschen Kataloge angeführt sind; die erste Kolumne enthält die Fabrikationsnummer, die zweite giebt die Differenz zwischen dem aus der Lommelschen Formel berechneten und experimentell erhaltenen n_{G_1}-Werte, die dritte zeigt weiter den Korrektionswert für entsprechendes r an und die vierte den übrigbleibenden Fehler.

Aus dieser Tabelle sieht man wohl, dass nach der Einführung der Korrektionswerte die Ungewissheit nur $\pm$ 2 Einheiten der fünften Dezimalstelle beträgt; für kleinere r ist der übrigbleibende Fehler nicht angegeben, denn wir haben wegen Fehlens in dem Schottschen Kataloge mit beträchtlicheren Dispersionen der grösseren Zahl der Gläser relativ zu wenig Vergleichungsmaterial. Überhaupt was Korrektionen selbst anbelangt, so sei bemerkt, dass man zu ihrem möglichen Festsetzen unbedingt eine weit grössere Zahl der Gläser mit gleichen und verschiedenen r berücksichtigen müsste, als die sind, welche wir zur Disposition gehabt hatten. Aus demselben Grunde stellen wir die Abhängigkeit der Korrektionen nicht graphisch dar; die so entstandene Kurve giebt übrigens keinen charakteristischen Verlauf an, sie geht ziemlich unregelmässig und zeichnet sich nur dadurch aus, dass sie weit schneller wächst, als r abnimmt (bezw. die relative Dispersion zunimmt), was man auch in der Tabelle ganz anschaulich sehen kann. Wegen desselben Fehlens der Gläser, die noch genauer den Verlauf der Abweichungen zu erkennen erlauben würden, haben wir keine Versuche vorgenommen, um die obenerwähnte Abhängigkeit mittels empirischer Formeln darzustellen; dies alles wäre zu früh, und von bedeutend grösserer Wichtigkeit ist jetzt die Ausdehnung des r-Bezirkes und die Untersuchung der Abweichungen für die anderen Fraunhoferschen Linien.

Was die Abweichungswerte weiter anbelangt, so ist es hier notwendig, zu erwähnen, dass bei der ausführlicheren Betrachtung der Verlauf der Korrektionen in der Abhängigkeit von r nicht immer so einfach ist, und obwohl der meiste Teil der Gläser, die in dem Schottschen Kataloge figurieren, gut übereinstimmende Resultate bei der Bestimmung von $n_{G'}$ geben, giebt es aber einige, welche davon abweichen. Sie sind nämlich:

Tabelle IV.

Fabrikations-Nr.	Benennung	r	Erhaltene Abweichungen	Soll-Korrektionen	Übrigbleibende Fehler	Bemerkungen
s. 30	Schweres Baryum-Phosphat-Crown	65.2	+ 5	−11	− 6	Relativ nicht grosse Härte.
s. 15	Schwerstes Baryum-Phosphat-Crown	64.1	+ 7	− 9	− 2	Geringe Härte; geschützt zu verwenden.
s. 52	Leichtes Borat-Crown	60.0	+12	− 6	+ 6	Nur an geschützten Stellen zu verwenden.
s. 35	Borat-Flint	55.2	+ 9	− 3	+ 6	An geschützten Stellen zu verwenden.
0 252	Borat-Flint	53.8	+ 7	− 1	+ 6	An geschützten Stellen zu verwenden.
s. 8	Borat-Flint	50.8	+ 7	+ 1	+ 8	Geschützt zu verwenden.
s. 7	Borat-Flint	44.3	− 2	+12	+10	Geschützt zu verwenden.
s. 17	Schweres Borat-Flint	40.6	− 7	+21	+14	Geschützt zu verwenden.
s. 10	Schweres Borat-Flint	38.0	−13	+27	+14	Geschützt zu verwenden.

In der ersten Kolumne haben wir hier die Fabrikationsnummer, in der zweiten die Benennung der Gläser, in der dritten die r-Werte, in der vierten die Abweichungen, welche man bei der Anwendung der Lommelschen Formel zur Berechnung von $n_{G'}$ erhält; in der fünften Kolumne haben wir die Sollkorrektionen, d. h. diejenigen Korrektionswerte, welche für den gegebenen Körper normal sind (resp. mit der Tabelle III übereinstimmen); endlich giebt die sechste Kolumne die übrigbleibenden Fehler an, die nach der Einführung der Sollkorrektionen noch geblieben sind und die siebente enthält die Bemerkungen, mit welchen diese Gläser in dem Schottschen Kataloge versehen sind.

Die vierte Kolumne in Tabelle IV zeigt aber, dass auch hier die charakteristische Zunahme der Abweichungswerte mit r, wenigstens für die letzteren 7 Gläser, stattfindet, was wohl zu dem Gedankengange führen kann, dass die hier wirkende Ursache der Komplikationen für diese 7 Gläser gemeinsam sein könne. Und wirklich, wenn wir die letzteren 7 Gläser mit dem Kataloge vergleichen, so zeigt sich besonders auffallend der Umstand, dass sie ohne Ausnahme mit der Bemerkung „geschützt zu verwenden" versehen sind; die zwei ersten Gläser, die, was den Gang ihrer Abweichungen anbelangt, noch besonders stehen, sind mit der Bemerkung „relativ nicht grosse" und „geringe Härte; geschützt zu verwenden" angegeben; diese und nur diese Gläser zeigen hier die Ausnahmen im normalen Gange der Abweichungen für $n_{G'}$, was zeigt, dass für diese Gläser der Verlauf der Dispersion in der Nähe der Fraunhoferschen Linie G' sich von derselben für andere Jenaer Gläser unterscheidet. Die Dispersionskonstante λ_1^2 der Lommelschen Formel zeigt für alle Jenaer Gläser ähnlichen regelmässigen Verlauf in der Abhängigkeit von r, welchen wir in einer der vorigen Tabellen schon diskutiert haben; die Ausnahme in dieser Hinsicht findet nur bei den letzterwähnten 9 Gläsern statt.

Die für die Jenaer Gläser erhaltenen Dispersionskonstanten P und λ_1^2 könnten naturgemäss sogleich dazu dienen, um mittels der Lommelschen Formel noch andere Brechungsindices (z. B. $n_{A'}$ oder n_C) zu berechnen. Wir geben sie hier aber nicht ausführlich an, denn wir beschäftigen uns, der früher angestellten Beschränkung gemäss, hauptsächlich mit $n_{G'}$; indem wir also dies den weiteren Untersuchungen überlassen, bemerken wir nur vorläufig, dass für $r = 70.0$ der Abweichungswert für $n_{A'}$ gleich $+ 43$, für $r = 59.0$: $+ 36$, für $r = 53.0$: $+ 27$, für $r = 49.3$ $+ 22$, für $r = 38.3$ $+ 11$ und endlich für $r = 19.7$ gleich $- 123$ ist. Die Abweichungen für die Linie C halten sich überhaupt zwischen denen für A' und G'; so z. B. für $r = 58.6$ finden wir für $n_{A'}$ die Abweichung gleich $+ 8$, für $r = 38.6$ beträgt sie $- 4$ u. s. w.

Obwohl wir uns über den Verlauf der Abweichungen für andere Fraunhoferschen Linien nur auf diese allgemeine Erwähnung beschränken, wird schon jetzt nicht überflüssig sein, zu bemerken, dass auch hier ähnliche Komplikationen, wie wir sie für die Linie G' kennen gelernt haben, wohl auch auftreten können; im allgemeinen ist nicht unbegründet, die Annahme aufzustellen, dass man für jeden Körper eine (bezw. einige) Linien finden könne, für welche der normale Verlauf der Abweichungen, der z. B. mit der Lommelschen Formel zu erhalten ist, einer Verwickelung unterliegen kann. Das steht im Einklang mit der Thatsache, dass jeder Körper in einer gewissen oder gewissen Regionen des Spektrums, die eventuell weit über der jetzt untersuchten Grenze liegen können, den anomalen Verlauf der Dispersion darstelle. Aus diesem Grunde, wenn wir dem Obigen gemäss als Ausgangspunkt annehmen, dass jeder Körper in der Abhängigkeit von seinem r die ganze Reihe der Abweichungen gebe, die systematisch in Richtung der Zunahme der Wellenlängen wachsen, hat eben diese Beschränkung grosse Wichtigkeit, denn sie zeigt schon im voraus, dass ähnliche Extrapolation auf zu weite Grenze nicht ausgedehnt werden darf und dass deshalb die Anwendung der

Korrektionstabellen nicht allzu weit ausgedehnt werden darf.

Dessen ungeachtet jedoch ist die Frage selbst von der Existenz des regelmässigen Ganges der Abweichungen in gewissen Regionen des Spektrums eines jeden Körpers für das betrachtende Thema von prinzipieller Wichtigkeit. Die erschöpfende Begründung dieses regelmässigen Abweichungsganges bedarf aber der weiteren Untersuchung und vor allem des Sammelns des entsprechenden experimentellen Materials, wie wir solches z. B. in den Arbeiten von H. Rubens[1]) und H. Th. Simon[2]) finden.

Die Tabelle V giebt den Verlauf der Abweichungen im infraroten und ultravioletten Gebiete des Spektrums für 5 Jenaer Gläser, deren Brechungsindices von H. Rubens und H. Th. Simon bestimmt wurden. Die erste horizontale Kolumne enthält die Wellenlängen in Mikronen, die vertikalen Kolumnen geben dagegen die entsprechenden Abweichungen; die leeren Stellen zeigen, dass die entsprechenden Brechungsindices experimentell nicht bestimmt wurden.

Die Tabelle V zeigt, dass für die benutzten fünf Gläser der Charakter des Abweichungsganges für jedes besonders und für alle im allgemeinen derselbe ist, d. h. dass 1. für jedes gegebene Glas die Abweichungen, indem sie im ultraroten Teile des Spektrums positiv sind, stufenweise sich verkleinern und für genügend kurze Wellenlängen negativ werden, und 2. dass die Abweichungen für jede gegebene Wellenlänge sich mit der Abnahme von r verkleinern[3]). Diese doppelte Abhängigkeit der Abweichungen von r und λ tritt hier also gleichartig und typisch auf, es folgt aber daraus nicht, dass solcher typischer Verlauf immer stattfindet.

Schon nachdem wir die Korrektionstabelle für $n_{G'}$ (Tabelle III) angegeben, haben wir sogleich einige Gläser angeführt, die zwar auch im allgemeinen die von r abhängigen Abweichungen zeigen, sich jedoch in dieser Hinsicht von den übrigen Gläsern unterscheiden. Ähnliche Komplikationen lassen sich auch für einige Gläser der Simonschen Tabelle konstatieren. Während also die vorigen 5 Gläser die Abweichungswerte geben, die sich gleichartig und regelmässig mit der Abnahme der Wellenlänge verkleinern, zeigt dagegen das Glas mit der Fabrikationsnummer 0.1230 in der Region des Spektrums von 0.768 bis 0.2837 μ in der Mitte ein Maximum und Minimum; weiter haben wir z. B. für Glas s.179 nur ein Minimum und dabei, was besonders interessant ist, fangen hier die Abweichungen von einer bestimmten Wellenlänge an in der Richtung des ultravioletten Teiles zu wachsen. Diese beiden Fälle stellt die Tabelle VI dar.

Da wir also von diesen Ausnahmen absehend, die gesetzmässige Abhängigkeit unserer Abweichungen von r und λ weitgehend bestätigt finden, so können wir sagen, dass die verallgemeinerte Lommelsche Formel

$$n_x^2 = 1 + Q \frac{\lambda_1^2}{1 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_x}\right)^2} + F(r, \lambda_x)$$

(wo x die Fraunhofersche Linie bedeutet, für die wir den Brechungsindex bestimmen wollen) in relativ weitem Extrapolationsbezirke die genaue Bestimmung der Brechungsindices er-

Tabelle V.

Fabrikations-Nr.	r	Die Wellenlängen in Mikronen																				
		2.4	2.2	2.0	1.8	1.6	1.4	1.2	1.0	0.8	0.4340	0.3610	0.3466	0.4303	0.3261	0.3131	0.3081	0.2980	0.2880	0.2837	0.2763
0.1092	60.6	—	+1012	+899	+713	+548	+408	+275	+175	+ 95	0	0	− 5	− 8	− 16	− 29	− 38	− 49	− 77	− 95	−127
0.1151	51.8	—	—	+940	+709	+499	+319	+200	+ 83	+ 16	− 14	− 38	− 65	− 76	− 98	−192	− 231	− 316	—	—	—
0.151	41.1	+1240	+1033	+821	+6[illegible]1	+437	+277	+143	+ 52	+ 1	− 24	−181	−262	−313	465	−680	− 801	−1092	—	—	—
0.469	33.7	+1081	+ 921	+751	+585	+421	+242	+103	+ 10	− 36	− 48	−355	−530	−636	−965	—	—	—	—	—	—
s.163	22.3	+ 887	+ 707	+546	+35[illegible]	+183	+ 33	−105	−132	−145	− 147	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Tabelle VI.

Fabrikations-Nr.	r	Die Wellenlängen in Mikronen																					
		2.0	1.8	1.6	1.4	1.2	1.0	0.8	0.768	0.6562	0.4800	0.4678	0.4340	0.3610	0.3466	0.3403	0.3261	0.3133	0.3081	0.2980	0.2880	0.2837
s.179	67.2	+1201	+885	+638	+448	+314	+191	+97	+52	+11	—	+7	− 2	+17	+19	+21	+24	—	—	—		—
0.1230	57.0	—	—	—	—	—	—	—	+18	− 1	+4	+8	+12	+39	+40	+38	+28	+25	+18	+5	−19	−38

1) H. Rubens, Über die Dispersion ultraroter Strahlen. Ann. d. Phys. u. Chem. **45**, 238; **46**, 540, 1892.

2) H. Th. Simon, Über Dispersion ultravioletter Strahlen. Inaugural-Dissertation Berlin 1894. — Ein Auszug unter gleichem Titel in den Ann. d. Phys. u. Chem. **53**, 542, 1894. Siehe auch H. Hovestadt „Jenaer Glas" S. 40–45, wo die Untersuchungen von Simon angeführt sind. Die zur Bildung der Tabelle VI nötigen Brechungsindices sind der Simonschen Abhandlung entnommen.

3) Was die zweite Abhängigkeit anbelangt, so zeigt die Tabelle V zwei nicht beträchtliche Unregelmässigkeiten in dieser Hinsicht, eine für $\lambda = 2.2\ \mu$ ($r = 41.1$) und die zweite für $\lambda = 2.0\ \mu$ ($r = 51.8$). Dieser Umstand, dass die Abweichungen für $\lambda = 0.4340$ (Tabelle V) mit denen in der Tabelle III nicht ganz übereinstimmen, erklärt sich aus der Verschiedenheit der Messungsmethode und mit der ungleichen Genauigkeit der Daten.

laubt. Die numerischen Werte der oben angeführten Funktion $F(r, \lambda_x)$ entsprechen eben den Korrektionen, solchen z. B., welche für die Linie G' in der Grenze von $r = 70.0$ bis $r = 19.7$ bestimmt wurden (siehe Tabelle III); was aber die Gestalt dieser Funktion selbst anbelangt, so wäre einstweilen eine Untersuchung in dieser Hinsicht vorzeitig, denn unsere bisherigen Kenntnisse sind dazu ungenügend. Es ist natürlich, dass die Existenz einer solchen doppelten Abhängigkeit (von r und λ) nicht nur für die Lommelsche Formel, sondern auch für alle Dispersionsformeln, die den regelmässigen Abweichungsgang zeigen, zu erwarten ist, so z. B. könnte man sich bemühen, auch für die zweigliedrigen Cauchyschen Formeln die numerischen Bestimmungen der ihnen entsprechenden Funktionen $\psi(r, \lambda_x)$ zu suchen.

Wenn ich demnach auch weit entfernt bin, den oben mitgeteilten Korrektionstabellen eine numerische Endgültigkeit zuzuschreiben, so halte ich mich jedoch zur Behauptung berechtigt, dass der obenerwähnten Abhängigkeit von r und λ eine allgemeinere Bedeutung zukommt und dass sie in der Frage über die Brauchbarkeit der Dispersionsformeln von Wichtigkeit ist.

Warschau,[1]) Optische Anstalt „Fos", im September.

1) Bei manchen Fragen und besonders bei den der praktischen Optik hat mich Herr Al. Ginsberg zum Dank verpflichtet.

(Eingegangen 22. November 1900.)

Über einige Versuche mit Kohärern.

Von Chr. Jensen.

Ausgedehntere Untersuchungen, welche ich zu Anfang des Jahres 1900 über Kohärer anstellte, scheinen mir Interesse genug zu bieten, um sie noch nachträglich zu veröffentlichen. Von gewissen Überlegungen geleitet, untersuchte ich zunächst eine Röntgenröhre auf ihre Wirkung auf den Kohärer hin. Ganz überraschend war es, wie ein Kohlscher Apparat zur Demonstration der Telegraphie ohne Draht sofort ansprach, als eine bestimmte Röntgenröhre in den Sekundärkreis eines Induktoriums eingeschaltet war. Da die Grösse der Wirkung ausserordentlich abhängig von der gegenseitigen Lage der erwähnten Röhre und des Kohärers erschien, so wurde es mir sehr wahrscheinlich, dsss die fragliche Wirkung von der Röhre ausging. Um darüber sicher zu gehen, traf ich alle erdenklichen Sicherheitsmassregeln: so wurde das Induktorium nebst Unterbrecher in grösstmöglicher Entfernung aufgestellt, und der Kohärer durch passende Bleiumhüllungen der genannten Instrumente gegen eventuelle von denselben ausgehende Wirkungen geschützt. Wurde unter den so geschaffenen Bedingungen die Röntgenröhre ausgeschaltet, so war durch Herstellung einer Funkenstrecke, auf die der Kohärer ohne Abschirmung sicher reagiert hätte, ein Ansprechen des Kohlschen Apparates durchaus nicht zu erreichen. Wurde die Röhre wieder eingeschaltet, so war das Ansprechen wieder da.

Es mag hier gleich bemerkt werden, dass genügende Sorgfalt darauf verwandt wurde, dass nicht etwa von Zuleitungsdrähten ausgehende Fünkchen eine Täuschung verursachen konnten. So blieb schliesslich keine andere Deutungsweise übrig, als dass ich es hier mit Wirkungen zu thun hatte, die von der Röntgenröhre als solcher ausgingen.

Sehr auffällig war einer der ersten Versuche gewesen, bei welchem zwei sehr dicke, zwischen Kohärer und Röhre gehaltene Glasplatten die Wirkung auf ersteren bedeutend herabminderten. Man konnte danach glauben, eine Wirkung vor sich zu haben, die von den Röntgenstrahlen selbst hervorgerufen wurde. Für eine durch elektrische Wellen bedingte Wirkung sprach dagegen der Umstand, dass mit dem Apparat in Verbindung gesetzte Metallflügel eine bedeutende Erhöhung der Wirkung hervorbrachten. Vielleicht konnten sich auch beide angedeuteten Einflüsse in ihrer Wirkung verstärken. Bemerkenswert ist jedenfalls, dass bei einem späteren Versuche ein sehr dünnes Glimmerblättchen die sonst deutliche Wirkung auf den Kohärer des Kohlschen Apparates ganz erheblich herabsetzte, ein Einfluss, der bei wiederholtem Versuche allerdings auch dann gefunden wurde, wenn das Glimmerblättchen seitlich vom Apparat gehalten wurde. Nachdem sich aber im weiteren Verlaufe der Untersuchungen herausgestellt hat, dass bei diesen sämtlichen Versuchen mit Röntgenröhren aller Wahrscheinlichkeit nach nur Wirkungen von elektrischen Oscillationen auf den Kohärer in Erscheinung getreten sind, erklärt sich wohl die soeben erwähnte Thatsache, in der von Professor Voller geäusserten Weise, dass das Glimmerblättchen feucht gewesen ist und infolgedessen wie ein Leiter gewirkt hat. Ähnliches mag auch für den vorhin erwähnten Versuch mit den vorgehaltenen Glasplatten gelten. Denn bei einem anderen Versuche mit einem selbst angefertigten Kohärer aus Messingfeilicht reagierte der Kohärer ebenfalls, jedoch war die schirmende Wirkung der früher benutzten Glasplatten eine äussserst schwache; bei späteren Versuchen schliesslich, bei denen ich mit dem zuerst angewandten und mit einer Reihe selbst angefertigter Kohärer ein deutliches Ansprechen erreichte, war von einer schirmenden Wirkung dicker Glasplatten überhaupt nichts mehr zu spüren.

Ich änderte sodann die Versuche in der Weise ab, dass ich die Kohärer mit einigen Elementen in einen mit Blei ausgeschlagenen Kasten brachte, die Zuleitungsdrähte zu den Elementen und dem Kohärer durch die Wandung des Kastens hindurchführte und sodann durch die Wandung eines zweiten, mit Blei ausgeschlagenen Kastens zu einem mit regulierbarem Widerstand verbundenen Milliampèremeter leitete. An diesem Kasten war ein Metallrohr angebracht, über dessen Mündung feinmaschige Drahtgaze gespannt war, um die Bewegung des Milliampèremeterzeigers verfolgen zu können. Die zwischen den beiden Kästen befindlichen Zuleitungsdrähte wurden mit einem Bleimantel umgeben. In dem ersten mit Blei ausgeschlagenen Kasten wurde ein viereckiger Ausschnitt angebracht, vor welchem ein oder zwei so dünne Aluminiumplatten befestigt wurden, dass Röntgenstrahlen sie mit Leichtigkeit durchdringen mussten. Nachdem in dieser Weise die ganze Anordnung so gesichert war, dass irgendwie erzeugte elektrische Wellen nicht mehr auf den Kohärer einwirkten, war auch bei einer Röntgenröhre, von der eine durchaus kräftige Röntgenstrahlung ausging und die den nicht durch Metall geschützten Kohärerkreis stark beeinflusste, kein Ansprechen des Kohärers mehr zu erreichen. Hieraus scheint jedenfalls so viel hervorzugehen, dass Röntgenstrahlen als solche auf einen gewöhnlichen Kohärer keine Wirkung ausüben. Ich untersuchte nun verschiedene Röntgenröhren und fand dabei, dass sich unter keinen Umständen — wie auch die Stromstärke variiert wurde — eine Wirkung auf Kohärer verschiedenster Art zeigte, obwohl dieselben zum Teil gegen gewöhnliche elektrische Wellen äusserst empfindlich waren.

Bei der Untersuchung einer kleineren Röhre, die ein sehr unstetes grünes Licht zeigte, fand wieder zeitweise ein deutliches Ansprechen des Kohärers statt. Es zeigte sich bald, dass ein Ansprechen jedenfalls immer nur dann eintrat, wenn grünes Licht in der Röhre aufleuchtete, ohne dass jedoch das grüne Aufleuchten immer mit einem Ansprechen des Kohärers verbunden gewesen wäre. Bei genauerem Nachforschen stellte es sich heraus, dass vielfach mit dem Aufleuchten des grünen Lichtes das Aufblitzen eines winzigen Gleitfünkchens[1]) in der Röhre Hand in Hand ging, derart, dass diese Fünkchen nur unter der angegebenen Bedingung sichtbar wurden, ohne dass jedoch das Aufleuchten des grünen Lichtes notwendig von der Erscheinung der Fünkchen begleitet war. Waren diese beiden Phänomene miteinander verknüpft, so erfolgte auch sicher ein Ansprechen des Kohärers. Es mag hier erwähnt werden, dass derartige wirksame Gleitfünkchen, die sich während der Dauer der Untersuchungen bei den verschiedensten Röntgenröhren älterer und neuerer Konstruktion fast ausschliesslich an der Antikathode zeigten, vielfach von einer beträchtlichen Grösse, zumeist aber so winzig klein waren, dass ich dieselben nur bei Ausschaltung aller sonstigen Lichtquellen, nachdem sich das Auge an die Dunkelheit gewöhnt hatte, erkennen konnte. Immer aber waren diese Fünkchen die „conditio sine qua non" für das Einsetzen der Kohärerwirkung. Aus allen meinen Versuchen mit Röntgenröhren — die ich, um nicht voreilige Schlüsse zu machen, vielfach wiederholt habe — scheint also so viel hervorzugehen, dass die sichtbare Wirkung auf den Kohärer von elektrischen, von der Röhre ausgehenden Wellen herrührt und zwar, dass die erwähnten Gleitfünkchen eine notwendige Vorbedingung oder jedenfalls notwendige Begleiterscheinung sind. Ob die wesentliche Wirkung von den Fünkchen als solchen oder von anderen Wirkungen, die notwendig mit der Fünkchenbildung verknüpft sind, ausgeht, mag einstweilen dahingestellt bleiben. Für die erstere Auffassung würde eine Beobachtung sprechen, bei der die Stellung des Kohärers zum Ausgangspunkte der Fünkchen für das Ansprechen resp. Nichtansprechen des Kohärers ausschlaggebend war. Andererseits ist mir ein Versuch, bei welchem der mehrfach genannte Kohlsche Apparat ausgezeichnet ansprach, aufgefallen, insofern ich immer nur an der dem Apparate abgewandten Seite der Ansatzstelle der Antikathode ein Fünkchen wahrnehmen konnte.

Hernach habe ich die Untersuchungen auch auf eine grössere Anzahl gewöhnlicher Geisslerscher Röhren ausgedehnt und bin auch hier zu dem Resultate gelangt, dass ein Ansprechen verschiedener, zum Teil für gewöhnliche elektrische Wellen sehr empfindlicher Kohärer immer nur dann eintrat, wenn Gleitfünkchen vorhanden waren — letztere waren bei diesen Röhren meist ganz besonders winzig. Hin und wieder war es mir durchaus unmöglich, ein Ansprechen zu erreichen, und ich habe dann auch nie diese Fünkchen wahrnehmen können.

Unter Berücksichtigung dieser Thatsachen muss man den Schluss, welchen M. Cantor (siehe Wied. Ann. 67, S. 481—484) aus seinen Versuchen mit einem Kohärer in Bezug auf eine schon von Hertz untersuchte Entladungsform der Elektrizität in verdünnter Luft zieht, doch wohl mit einiger Vorsicht hinnehmen. Während sich Hertz nach Anstellung umfassender Versuche über die Entladung der Elektrizität in verdünnten Gasen bei Anwendung konstanter Batterien von genügend kleinem

1) Ich bezeichne als Gleitfünkchen jene Fünkchen, welche innerhalb der Röhre an den Metallzuführungen auf- und abzugleiten scheinen.

Widerstande zu der Ansicht neigte, dass die Entladung hier kontinuierlich erfolge, wenn er sich auch klar bewusst war, dass der Ausfall seiner Versuche sowohl die Annahme einer kontinuierlichen Entladung als auch diejenige eines sehr rasch erfolgenden Wechsels offen liessen, schliesst Cantor aus seinen Versuchen über eben diese Entladungsform bei Verwendung eines Kohärers als Reagensmittel, dass die Entladung diskontinuierlich sei. Er hat sich eine spätere Entscheidung darüber vorbehalten, ob die Oszillationen nur in der Gasstrecke oder in der ganzen Schliessung auftreten. Bei meinen Versuchen haben sich nun gewöhnliche Kohärer der verschiedensten Art als ungeeignet erwiesen, die ausser Zweifel gestellten Oszillationen in von einem Induktorium gespeisten Geisslerschen- oder Röntgenröhren unter allen Umständen anzuzeigen: sie reagierten, wie gesagt, immer nur dann, wenn gleichzeitig die winzigen Fünkchen auftraten. Nun ist es ja nicht gerade ausgeschlossen, dass dieselben Kohärer auf die sehr schnellen Oszillationen, die man, wenn man sich für Diskontinuität entscheidet, bei der von Cantor untersuchten Entladungsform annehmen müsste, unter allen Umständen reagiert hätten, jedoch scheint es mir nach den Ergebnissen meiner Versuche nötig, die Cantorschen Versuche daraufhin nachzuprüfen, ob nicht auch bei ihnen ähnliche Fünkchen im Spiel gewesen sind und die wesentliche Wirkung auf den Kohärer ausgeübt haben. Überhaupt wäre es wünschenswert, dass man der Natur jener Fünkchen und den Beziehungen derselben zu den sonstigen Entladungsvorgängen in evakuierten Röhren genauer nachspürte.

Ein Einfluss der Röntgenstrahlen auf den Kohärer hat sich, wie wir sahen, aus meinen Versuchen nicht ergeben — ich stellte auch eine Reihe von Beobachtungen mit dem von Neugschwender angegebenen Antikohärer an. Jedenfalls ist derselbe nicht gross genug, um mit den gewöhnlichen Beobachtungsmethoden nachgewiesen zu werden. Auch einen Einfluss von Becquerelstrahlen auf den Kohärer habe ich bei einer rohen Versuchsanordnung nicht konstatieren können, worauf ich jedoch wenig Gewicht legen möchte.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium.

(Eingegangen 2. Dezember 1900.)

Innere Reibung plastischer und fester Körper.

(Mitteilung aus dem physikalischen Institute der Universität Erlangen)

Von R. Reiger.

Historisches.

Die Dämpfung der Torsionsschwingungen gab zuerst Anlass zur Einführung des Begriffes der inneren Reibung fester Körper (O. E. Meyer 1861 und W. Thomson 1865), nachdem bereits das Vorhandensein eines inneren Widerstandes bei der Dämpfung von W. Weber[1]) dadurch nachgewiesen war, dass auch im luftleeren Raum die Schwingungen eines festen Körpers nach kurzer Zeit erloschen.

Der erste Versuch einer quantitativen Bestimmung des Koeffizienten der inneren Reibung stammt von O. E. Meyer[2]). Unter der Annahme, dass die Reibung in einem Drahte denselben Gesetzen gehorcht, wie bei Flüssigkeiten, ergiebt sich aus seinen Beobachtungen für Messing $\eta = 3 \cdot 10^8$ $[cm^{-1}\ g\ sec^{-1}]$ die Thatsache, dass viele Körper gegen Stoss spröde, gegen langsam wirkende Deformationen sich wie Flüssigkeiten verhalten, führt A. v. Obermeyer[3]) dazu, sie als Flüssigkeiten mit grosser innerer Reibung aufzufassen. Er findet für Schwarzpech $\eta = 4 \cdot 10^9$, für Storax $\eta = 134 \cdot 10^9$. Durch Vergleichung der elastischen Nachwirkung bei einem Stab aus Marineleim und einem Stab aus Stahl berechnet C. Barus[4]) für Stahl den Koeffizienten der inneren Reibung zu $\eta = 25 \cdot 10^{15}$. Aus der Geschwindigkeit, mit der die scheerende Deformation bei einem gedrillten Drahte wächst, findet er dann direkt für harten Stahl $\eta = 1 \cdot 10^{17}$ bis $6 \cdot 10^{17}$ und für weichen Stahl $\eta = 6 \cdot 10^{17}$ bis $6 \cdot 10^{18}$. Für Kupfer und Nickel, die allein von allen Metallen der von ihm aufgestellten Theorie gehorchen, berechnet W. Voigt[5]) die Reibungskonstanten und findet für die Konstanten, die den Beobachtungen über innere Reibung bei Flüssigkeiten entsprechen: $\eta_K = 3{,}73 \cdot 10^6$ und $\eta_N = 12{,}5 \cdot 10^6$. Endlich hat noch A. Heydweiller[6]) nach der Transpirationsmethode (aus der Geschwindigkeit der Niveauänderung einer durch eine Verengung einer Röhre gepressten Substanzsäule) den Koeffizienten der inneren Reibung für festes Menthol bestimmt. Er war bei $38{,}7^0$ $\eta = 0{,}29 \cdot 10^{10}$, bei $14{,}9^0$ $\eta = 209 \cdot 10^{10}$.

Der Koeffizient der inneren Reibung.

Ein Mittel zu der Bestimmung des Koeffizienten der inneren Reibung giebt die Max-

1) Comm. Gott. Soc. **VIII**, 20, 1841.
2) Pogg. Ann. **113**, 77, 1861.
3) Wien. Ber. **LXXV**, 2. Abt. Aprilheft 1877.
4) Phil. Mag. (5) **29**, 337, 1890.
5) Wied. Ann. **47**, 671, 1892.
6) Wied. Ann. **63**, 56, 1897.

wellsche Auffassung an die Hand. In der Einleitung seiner Abhandlung über kinetische Gastheorie[1]) entwickelt Maxwell, unabhängig von Hypothesen über die Konstitution der Körper, einen Ausdruck für den Koeffizienten der inneren Reibung, der für alle Aggregatzustände gültig ist. Wird einem Körper eine Deformation S erteilt, so ist die dadurch hervorgerufene innere Spannung F (oder die dadurch bedingte elastische Kraft) nach dem Hookeschen Gesetze

$$F = ES,$$

wenn E der Elastizitätsmodul ist. Bei einem Körper ohne innere Reibung wird $F = ES$ bleiben und es ist dann auch

$$\frac{dF}{dt} = E\frac{dS}{dt}.$$

Ist dagegen eine innere Reibung vorhanden, so wird die innere Spannung sich ausgleichen. F wird abnehmen und schliesslich verschwinden. Diese Abnahme setzt Maxwell proportional F. Dann wird:

$$\frac{dF}{dt} = E\cdot\frac{dS}{dt} - \frac{F}{T},$$

wo T zunächst eine Konstante von den Dimensionen einer Zeit ist. Bleibt S konstant, so ergiebt sich:

$$F = ESe^{-\frac{t}{T}}.$$

Die Konstante T ist mithin die Zeit, in der die innere Spannung auf $\frac{1}{e}$ ihres Betrages herabsinkt. Maxwell nennt diese Zeit Relaxationszeit.

Im Falle der stationären Bewegung ist $\frac{dS}{dt}$ konstant und daher

$$F = ET\frac{dS}{dt} + ce^{-\frac{t}{T}},$$

die Grösse $\varrho = ET$, mit der die Verschiebungsgeschwindigkeit multipliziert werden muss, um den Grenzwert zu erhalten, dem sich F mit wachsender Zeit nähert, ist der Koeffizient der inneren Reibung. Der Reibungskoeffizient lässt sich also auffassen als das Produkt aus zwei Grössen, von denen die eine die Relaxationszeit, die andere der Elastizitätsmodul für die betreffende Art der Deformation ist. Die Dimension von ϱ ist, da $E = [\mathrm{gr\ cm^{-1}\ sec^{-2}}]$

$$\varrho = [gr\ cm^{-1}\ sec^{-1}].$$

Relaxationszeit.

Die Relaxationszeit ist natürlich für die verschiedenen Aggregatzustände wesentlich verschieden. Für Luft berechnete sie Maxwell zu $T = 2\cdot 10^{-10}$ Sekunden. Für Flüssigkeiten ist T noch sehr klein und entzieht sich der Beobachtung. Nur die Colloide und Öle scheinen eine grössere Relaxationszeit zu haben. Daher gelang es mit den bisherigen Mitteln auch nur bei kolloidalen Lösungen und Ölen auf mechanischem Wege eine innere Spannung hervorzurufen (die in der Beobachtung von accidenteller Doppelbrechung ihren Ausdruck findet.[1]) Aus der geringen Grösse von T folgt unmittelbar das hydrostatische Grundgesetz. Beim Übergang zur plastischen und festen Konsistenz wächst T bedeutend und nähert sich mit sinkender Temperatur immer mehr dem Zustande, wo T unendlich gross oder doch wenigstens unmessbar gross wird.

Elastizitätsmodul.

Der Modul ist für die verschiedenen Arten der Deformationen verschieden. Bei der Bestimmung des Koeffizienten der inneren Reibung von Flüssigkeiten, bedient man sich des einfachsten Falles der reinen Gestaltsänderung, der einfachen Schiebung oder Scheerung. Man wird daher am besten auch hier den Modul C der scheerenden Deformation wählen. Ist E der Modul der Längsdehnung und μ das Verhältnis der Querkontraktion zur Längendilatation, so ist der Modul der scheerenden Deformation

$$C = \frac{E}{2(1+\mu)}.$$

Methode.

Da E und μ nach bekannten Methoden sich bestimmen lassen, so handelt es sich in erster Linie um die Bestimmung der Relaxationszeit T.

Ein genaues Mass der im Inneren eines Körpers vorhandenen inneren Spannung bietet die accidentelle Doppelbrechung. Bei konstanter Deformation (Kompression durch Presse oder Dehnung mittels Dehnungsapparat) kann daher die Relaxationszeit aus dem Abklingen der Doppelbrechung bei plastischen und festen Körpern bestimmt werden. Ist D der Gangunterschied der beiden Strahlenkomponenten, F die durch die Deformation S hervorgerufene innere Spannung (oder elastische Kraft) und K ein Proportionalitätsfaktor, so ist zur Zeit t:

$$D = K\cdot F = K\cdot ESe^{-\frac{t}{T}}$$

zur Zeit t': $D' = KF'\ KESe^{-\frac{t'}{T}}$

1) Phil. Mag. **35**, 133—135, 1868

1) Kundt, Wied. Ann. **13**, 110, 1881. — G. de Metz, Wied. Ann. **35**, 497, 1888. — Umlauf, Wied. Ann. **45**, 304, 1892. — Almy, Beibl. **22**, 156, 1898. — Gill, Phil. Mag. **48**, 485, 1899.

mithin
$$\frac{D}{D'} = e^{-\frac{t'-t}{T}}$$

und
$$T = \frac{t'-t}{lg D - lg D'}\text{ [1]}.$$

Bei den Untersuchungen empfahl es sich, zunächst von plastischen Körpern auszugehen, da hier jedenfalls die Strukturverhältnisse einfacher gelagert sind und der plastische Zustand infolge der immerhin noch rasch erfolgenden Relaxation quantitativen Bestimmungen weit zugänglicher ist. Bei dem grossen Einfluss, den selbst kleine Temperaturschwankungen auf die Vorgänge der Relaxation ausüben, wird es für feste Körper, wo der Spannungsrückgang infolge der Relaxation ein sehr kleiner ist, immer schwierig sein, absolute Resultate von hoher Genauigkeit zu erzielen. Es wurde daher vor der Hand für plastische Körper und dann auch für feste Körper in Nähe des plastischen Zustandes der Koeffizient der inneren Reibung bestimmt.

Kolophonium.

Versuche mit plastischem Kolophonium ergaben in Übereinstimmung mit der Maxwellschen Annahme eine konstante Relaxationszeit unabhängig von der Zeit, die zwischen Deformation und Beobachtung verstrichen war. Als Beispiel diene folgende Beobachtungsreihe:

Relaxation bei 40°

δ	$t'-t$ (sec)	Δ	T (sec)
2,067	—	—	—
1,538	100	0,129	780
1,038	195	0,297	650
0,299	570	0,838	680
0,041	1185	1,701	700
0,025	1360	1,915	710

Bei festem Kolophonium zeigte sich anfangs nach einer Kompression keine Relaxation — im Gegenteil es war sogar eine Zunahme der inneren Spannung zu beobachten bis ein Spannungsmaximum erreicht war, dann trat auch hier Relaxation ein wie oben. Während bei 30° bereits nach 26 Minuten das Spannungsmaximum erreicht war, trat es bei 13° erst nach mehreren Tagen ein.

Der Elastizitätsmodul wurde teils aus der Tonhöhe transversalschwingender Stäbe, teils mittels der Warburgschen Methode[2]) der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit ermittelt. Eine Bestimmung von μ liess die Sprödigkeit des Materials nicht zu, doch da $0,3 < \mu, < 0,5$, so ergab sich eine untere und obere Grenze für η. Die Änderung des Koeffizienten η mit der Temperatur veranschaulicht die folgende Tabelle:

Temperatur	Relax.-Z. T	R.-C. η
55°	40″	—
50°	140″	—
46°	250″	$2,5 \cdot 10^{12} - 3,0 \cdot 10^{12}$
43°	350″	$3,5 \cdot 10^{12} - 4,2 \cdot 10^{12}$
40°	700″	$7 \cdot 10^{12} - 8,4 \cdot 10^{12}$
36°	2000″	$2 \cdot 10^{13} - 2,4 \cdot 10^{13}$
30°	$14 \cdot 10^{3}$″	$1,4 \cdot 10^{14} - 1,7 \cdot 10^{14}$
ca. 12°	ca. $4,1 \cdot 10^{6}$″	ca. $1 \cdot 10^{17}$

Da Kolophonium neben Terpentinöl bei der Destillation von Harz gewonnen wird, so wird der Gehalt von Terpentinöl ein schwankender sein. Es erschien daher von Interesse, den Einfluss von Terpentinöl auf die Relaxationszeit näher zu untersuchen. Es ergab ein Zusatz von Terpentinöl eine Herabsetzung der Relaxationszeit, die um so grösser war, je grösser der Terpentinölzusatz. Bei einer Mischung, bei der auf 5 Teile Kolophonium 1 Teil Terpentinöl traf, betrug die Relaxationszeit bei 10° nur noch 55″.

Wasserhaltige Gelatinemembranen.

Bei höheren Temperaturen erfolgte die Relaxation auch hier regelmässig, während bei niederern Temperaturen wiederum ein anfängliches Steigen der inneren Spannung zu beobachten war, das sich bei Zimmertemperatur auf mehrere Tage erstreckte.

In erster Linie ist natürlich hier der Wassergehalt auf die Grösse der Relaxationszeit von Einfluss. Zusätze von Glycerin, Gummiarabicum und Rohrzucker, die nach E. Fraas[1]) auf den Modul keinen Einfluss haben, vergrössern die Relaxationszeit, während ein Zusatz von Salzen, Modul und Relaxationszeit verkleinert. Bei 29° ergab sich z. B.

Gel. in 100 ccm Lös.	Zusatz	T	η
20	—	600	$4 \cdot 10^{7}$
40	—	2500	$3,3 \cdot 10^{8}$
20	40 ccm Glycerin	3500	$2,1 \cdot 10^{8}$
20	10 g Zucker	1400	$9,2 \cdot 10^{7}$
20	10 g Gummi arab.	1700	$1,2 \cdot 10^{8}$
20	10 g Salz	?	ca. $7 \cdot 10^{6}$
	10 g Salz bei 27° 620″		

Die geringe Grösse des Koeffizienten der inneren Reibung hat ihren Grund in der geringen Grösse des Moduls, denn die Relaxationszeit ist ja verhältnismässig gross, wenn man bedenkt, dass 29° bereits in der Nähe des Schmelzpunktes liegt.

---

1) Zur Bestimmung des Gangunterschiedes D diente der Babinetsche Kompensator. Statt D ist in den folgenden Tabellen die Verschiebung δ des Centralstreifens des Bab. Komp. angegeben. Ist n der Abstand zweier Fransen, so ist ja:
$$lgD - lgD' = lg\frac{\delta}{n} - lg\frac{\delta'}{n} = lg\delta - lg\delta'.$$

2) Pogg. Ann. **136**, 285, 1869.

1) Wied. Ann. **53**, 1074, 1894.

Reine ausgetrocknete Gelatine.

Eine Reihe interessanter Erscheinungen zeigte sich bei reiner ausgetrockneter Gelatine. Wurde eine Platte erwärmt, so trat zunächst ein Steigen, und erst nach längerer Zeit eine Abnahme der Spannung ein. Diese Spannungsabnahme erfolgte anfangs rasch, dann immer langsamer und näherte sich einem Punkt, bei dem selbst innerhalb langer Zeit kein Rückgang der Spannung zu beobachten war. Liess man die Gelatineplatte sich abkühlen, so trat ein weiterer Rückgang der Spannung ein. Ein vollständiges Verschwinden der inneren Spannung trat ein, wenn man die Temperatur nur hoch genug steigerte. Bei 110^0—130^0 blähte sich eine nicht zu dünne Platte auf. Diese Erscheinung hat wohl darin ihren Grund, dass beim Trocknen zuerst das Wasser der äusseren Schichten verdampft, und das der inneren dann durch das inzwischen fest gewordene Tagmengerüste nur noch langsam diffundieren kann. Wird die Membran stark erhitzt, so dehnt sich der Wasserdampf aus und bläht die Platte auf, da die äusseren Schichten ihm keinen Durchgang gestatten. Damit in Einklang steht auch die Thatsache, dass nur mehrere Wochen ausgetrocknete Platten raschere Relaxation zeigten als Platten, die ca. $^1/_4$ Jahr ausgetrocknet waren. Die ersteren blähten sich auch schon bei niedereren Temperaturen auf.

Rasch gekühlte Gläser.

Ich führe hier noch einiges über Versuche mit rasch gekühlten Gläsern an. Es liess sich natürlich von vornherein erwarten, dass hier ebensowenig wie bei ausgetrockneter Gelatine eine regelmässige Relaxation (nach der Maxwellschen Annahme) zu beobachten war. Man hat es ja hier mit Deformationen zu thun, für die das Hookesche Gesetz nicht gültig ist und damit auch die Maxwellsche Ableitung keine Gültigkeit beanspruchen kann, da sie ja auf dem Hookeschen Gesetz basiert.

Beim Erwärmen zeigte sich bei Flint- und Crownglas ein Wachsen der inneren Spannung (mitunter bis zum doppelten des ursprünglichen Betrages). Bei weiterem Erwärmen trat dann eine Abnahme der Spannung ein, die anfangs rasch und dann immer langsamer erfolgte. Bei der Abkühlung trat eine weitere Abnahme der inneren Spannung ein und zwar auch hier anfangs rasch, dann immer langsamer und schliesslich war sogar wieder ein Spannungszuwachs zu beobachten.

Bei konstanter Temperatur gestalteten sich die Beobachtungen schwierig, da Schwankungen um einige Grad bei den hohen Temperaturen nicht zu vermeiden sind. Selbst kleine Schwankungen ergaben aber einen Einfluss auf die Grösse der inneren Spannung. Aus den Beobachtungen, bei denen es gelang, die Temperatur wenigstens längere Zeit einigermassen konstant zu erhalten, ergab sich ein Wachsen der Spannung mit der Zeit und wenn sich die Beobachtung auf längere Zeit erstreckte, gelangte auch eine darauffolgende Relaxation zur Beobachtung. Als Beispiel möge folgende Tabelle dienen:

Zeit (Minuten)	Temp.	δ
75'	323^0	0,574
120'	327^0	0,711
195'	328^0	0,614
225'	327^0	0,599

Elastische Nachwirkung.

Bei plastischen Körpern liesse sich die elastische Nachwirkung unmittelbar aus der Relaxation erklären. Im ersten Moment wird die elastisch-plastische Masse als elastischer Körper eine Deformation erfahren, bis die durch die Deformation hervorgerufene elastische Kraft der deformierenden Kraft das Gleichgewicht hält. Fände in der plastischen Masse kein Ausgleich der inneren Spannung statt, so würde die elastische Kraft konstant bleiben, so lange die deformierende Kraft keine Veränderung erfährt. Da aber thatsächlich ein Ausgleich der inneren Spannung durch die Relaxation erfolgt, so wird eine Störung des Gleichwichts zwischen inneren und äusseren Kräften eintreten. Das wird einen Zuwachs der Deformation zur Folge haben, bis die durch die Zunahme der Deformation hervorgerufene neue elastische Kraft der Abnahme der ursprünglichen elastischen Kraft infolge der Relaxation der inneren Spannung gleich ist.

Bei festen Körpern liegen nun die Verhältnisse wesentlich komplizierter. Hier wird jedenfalls die elastische Nachwirkung zum grössten Teil auf das Steigen der inneren Spannung, wie es auch bei konstanter Deformation auftrat, zurückzuführen sein. Die Relaxation der inneren Spannung wird im Anfang keinen wesentlichen Teil der beobachteten Nachwirkung ausmachen, doch wird wohl auch hier die erste Erscheinung gegenüber der Relaxation mit der Zeit verschwinden. Die Nachwirkung würde sich dann als Superposition von mindestens zwei Erscheinungen ergeben.

Die elastische Nachwirkung bei konstanter deformierender Kraft lässt sich also bei plastischen Körpern wohl auf eine Relaxation der elastischen Kraft zurückführen, bei festen Körpern dagegen ist wohl der grösste Teil der beobachteten Nachwirkung auf ein anfängliches Steigen der inneren Spannung, wie es auch bei konstanter Deformation zu beobachten ist, zurückzuführen.

Resultate.

Bei den untersuchten Substanzen erfolgt die Relaxation in plastischem Zustand in Übereinstimmung mit der Maxwellschen Annahme, im festen Zustand tritt zunächst ein Steigen der inneren Spannung bis zu einem Maximum ein und dann erst eine Relaxation.

Für die untersuchten Substanzen liessen sich daher die Koeffizienten der inneren Reibung bestimmen.

Relaxationszeit und Koeffizient der inneren Reibung wachsen mit sinkender Temperatur sehr rasch.

Bei Kolophonium steigt der Reibungskoeffizient von ca. $3 \cdot 10^{12}$ bei 46^0 bis ca. $1 \cdot 10^{17}$ bei ca. 12^0.

Eine regelmässige Relaxation ist nur innerhalb des Gültigkeitsgebietes des Hookeschen Gesetzes zu beobachten. Bei ausgetrockneter Gelatine erfolgte nach Erreichung des Spannungsmaximums die Relaxation anfangs rasch, dann immer langsamer, bis schliesslich selbst innerhalb langer Zeit keine merkliche Änderung mehr eintrat. Auch bei rasch gekühltem Glas war bei Temperaturen über 300^0 eine Relaxation zu beobachten.

(Eingegangen 6. Dezember 1900.)

Über eine bequeme Kompensationsmethode für kleine elektromotorische Kräfte.

Von St. Lindeck.

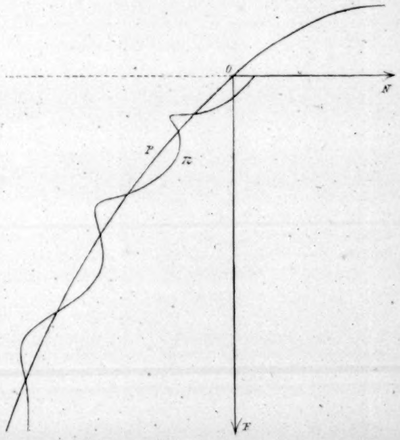
Zu der in dieser Zeitschrift **2**, 152, 1900 unter dem obigen Titel veröffentlichten Mitteilung von Hrn. E. Bose möchte ich mir die Bemerkung erlauben, dass die darin beschriebene Methode, die auf der Verwendung der jetzt zur Verfügung stehenden vorzüglichen Präzisions-Zeigerinstrumente mit beweglicher Stromspule beruht, in der Reichsanstalt seit mehreren Jahren bei der Prüfung von Thermoelementen erfolgreich verwandt wird; sie ist im Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für 1898 (Zeitschr. f. Instrkde. **19**, 249, 1899, vgl. auch Elektrotechn. Zeitschr. **20**, 643, 1899) bereits kurz beschrieben. Eine ausführliche Mitteilung über eine derartige nach den Angaben der Reichsanstalt von Siemens & Halske A.-G. ausgeführte Kompensationsschaltung findet sich in der Abhandlung von Lindeck und R. Rothe, „Über die Prüfung von Thermoelementen für die Messung hoher Temperaturen" (Zeitschr. f. Instrkde. **20**, 285, 1900).

(Eingegangen 17. Dezember 1900.)

Bewegung eines elektrischen Teilchens in einem Felde elektrostatischer und elektromagnetischer Kraft.

Von Eduard Riecke.

Im Jahre 1881 habe ich in den Göttinger Nachrichten und in Wiedemann's Annalen eine Untersuchung über die Bewegung eines elektrischen Teilchens in einem homogenen magnetischen Felde veröffentlicht. Die gefundenen Sätze haben später durch die an die Erscheinungen der Kathodenstrahlen sich knüpfenden Massbestimmungen erhöhte Bedeutung gewonnen. Mit Rücksicht auf verschiedene Er-



scheinungen, bei denen sowohl elektrische als magnetische Kräfte im Spiele sind, schien es mir nützlich, die frühere Untersuchung auf den Fall auszudehnen, dass ein homogenes magnetisches Feld mit einem homogenen elektrischen sich überlagert. Die ausführliche Rechnung werde ich in den Annalen der Physik mitteilen. Hier sei nur über das Resultat berichtet.

Das betrachtete elektrische Teilchen besitze die Ladung ε, die ponderable Masse μ. Wir ziehen durch einen Punkt O die Richtungen der magnetischen Kraft $\mathfrak{H}$ und der elektrischen Kraft $\mathfrak{F}$; sodann errichten wir in O auf der Ebene $\mathfrak{H}\mathfrak{F}$ eine Senkrechte N, so dass die Reihenfolge $N\mathfrak{H}\mathfrak{F}$ eine positive ist. Durch das Teilchen ε legen wir 3 Ebenen senkrecht zu $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{F}$ und N. Ihre Schnittpunkte mit den Achsen bezeichnen wir mit h, f und n, und dieselben Buchstaben bezeichnen auch die Abstände dieser Punkte von dem gemeinsamen Anfangspunkt O der Achsen $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{F}$, N. Dann ergeben sich die Gleichungen:

$$\frac{d^2h}{dt^2}=\frac{\varepsilon}{\mu}\mathfrak{F}\cos(\mathfrak{H},\mathfrak{F}),$$

$$\mu\frac{d^2f}{dt^2}=\varepsilon\mathfrak{F}+\frac{\varepsilon}{v}\mathfrak{H}\sin(\mathfrak{H},\mathfrak{F})\frac{dn}{dt},$$

$$\mu\sin(\mathfrak{H},\mathfrak{F})\frac{d^2n}{dt^2}=-\frac{\varepsilon\mathfrak{H}}{v}\frac{df}{dt}+\frac{\varepsilon\mathfrak{H}}{v}\cos(\mathfrak{H},\mathfrak{F})\frac{dh}{dt}.$$

Die Lösung der Gleichungen ist gegeben durch die Formeln:

$$h=\frac{\varepsilon\mathfrak{F}}{2\mu}\cos(H,F)t^2+C_0t+h_0;$$

$$f=\frac{\varepsilon\mathfrak{F}\cos^2(\mathfrak{H},\mathfrak{F})}{2\mu}t^2+C_0\cos(\mathfrak{H},\mathfrak{F})t$$

$$+d\sin(\mathfrak{H},\mathfrak{F})\sin\left(\frac{\varepsilon\mathfrak{H}}{v\mu}t-\delta\right);$$

$$n=-\frac{\mathfrak{F}}{\mathfrak{H}}\sin(\mathfrak{F},\mathfrak{H})vt+d\cos\left(\frac{\varepsilon H}{v\mu}t-\delta\right).$$

In der Ebene der zu einander senkrechten Achsen $\mathfrak{F}$ und N konstruieren wir den Punkt π, dessen Koordinaten durch f und n gegeben sind. Die räumliche Lage des Teilchens ε erhalten wir dann in der folgenden Weise. Wir bestimmen die gleichzeitige Lage des Punktes h auf der Achse $\mathfrak{H}$ und legen durch ihn eine Ebene senkrecht zu $\mathfrak{H}$; wir errichten in π ein Lot auf der Ebene $\mathfrak{F}N$; der Punkt, in dem es von der zu $\mathfrak{H}$ senkrechten Ebene geschnitten wird, giebt die augenblickliche Lage von ε.

In der Ebene $\mathfrak{F}N$ durchläuft der Punkt π die in der Figur gezeichnete cykloidenartige Kurve; die Achse der Cykloide ist eine Parabel, die erzeugende Kurve ist kein Kreis, sondern eine Ellipse, und die Bögen der Cykloide wachsen während der Bewegung.

Die Ergebnisse der Untersuchung dürften Anwendung finden auf die Erscheinungen in der Nähe der Kathode, auf die Veränderung und Neubildung von Schichten unter magnetischer Wirkung und auf die Erscheinung des Nordlichtes.

(Eingegangen 23. Dezember 1900.)

Bemerkung zu der Mitteilung von Rutherford und Mc. Clung über die Energie der Becquerel- und Röntgenstrahlen etc.

Von Ernst Dorn.

In dieser Zeitschrift ist kürzlich [1]) über bolometrische Versuche zur Bestimmung der Energie der Röntgenstrahlen berichtet worden.

Frühere Arbeiten, welche das gleiche Ziel verfolgen, sind hier nicht erwähnt; ich möchte daher zunächst darauf hinweisen, dass ich selbst [2]) bereits vor mehr als 3 Jahren eine absolute Messung der Energie der Röntgenstrahlen vermittelst eines empfindlichen Differential-Luftthermometers durchführte, und dass meine Resultate in der auf meine Anregung verfassten Dissertation des Herrn K. Schöps [3]) nach der bolometrischen Methode bestätigt wurden.

In der Arbeit von Herrn A. Moffat [1]) ist bereits der *Ba Pt Cy*-Leuchtschirm benutzt und für den Wirkungsgrad der Transformation der Röntgenstrahlen in Licht auf Grund der Luminescenzversuche von Herrn E. Wiedemann 4 Prozent angenommen, in naher Übereinstimmung mit der Messung von Herrn Rutherford.

Die Energie der von einer Entladung des Induktoriums erregten Röntgenstrahlen fand ich für einen Apparat 0,30 mg-Kalorien, für einen andern 0,18, Herr Schöps für den ersteren anfänglich 0,24 mg-Kal. (Später nahm die Wirkung des Induktoriums ab.)

Herr Rutherford erhielt für die Sekunde, während deren 57 Entladungen erfolgten, 11 mg-Kal., woraus für eine Entladung 0,19 mg-Kal. sich ergeben.

Dies scheint mir darauf hinzuweisen, dass die Praxis bei Apparaten der verschiedensten Bezugsquellen zu nahe übereinstimmenden Verhältnissen geführt hat.

1) Diese Zeitschrift **2**, 53, 1900.
2) Wied. Ann. **63**, 160, 1897.
3) Dissertation Halle 1899; auch Zeitschrift für Naturwissenschaften, **72**, 145, 1899.
4) Proc. Royal Soc. Edinburgh **21**, 430, 1898.

Halle, 22. Dezember 1900.

(Eingegangen 24 Dezember 1900.)

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. Th. Des Coudres.

Rotierender Unterbrecher mit Gleitkontakten.

Von der Firma W. A. Hirschmann, Berlin, wird ein neuer rotierender Quecksilber-Unterbrecher in den Handel gebracht, dessen Konstruktion (D. R.-P.) von der aller bisher bekannten Unterbrecher wesentlich abweicht.

Das charakteristische Merkmal desselben besteht darin, dass das Quecksilber nicht als stromschliessendes Mittel, sondern nur zum Amalgamieren zweier Kupferflächen benutzt

wird, die zum Stromschluss dienen und von denen die eine sich in stetiger Umdrehung befindet. Dadurch werden die bei den bisher üblichen Quecksilber-Strahl-Unterbrechern infolge Oxydbildung auftretenden Übelstände beseitigt und ein absolut gleichmässiger Kontakt, unabhängig von dem durch die schnelle Rotation beeinflussten Zustande des Quecksilbers erzielt.

Fig. 1 zeigt eine schematische Skizze des Unterbrechers.

Der rotierende Hartgummikörper der Centrifuge *H* trägt an der zylindrischen Fläche

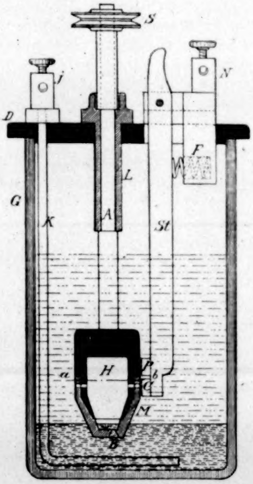


Fig. 1.

zwei Kupferkontakte *M*, die sich gegenüberstehen und mit zwei bis ins Innere der Centrifuge hineinreichenden Einschnitten *T* und *U* (Fig. 2) versehen sind, während ein nach drei Seiten umkleideter Kupferkontakt *C* durch die Spiralfeder *F* gegen die rotierenden Kupferkontakte gepresst wird.

Fig. 2.

Die Konstruktion des Hebels und der rotierenden Teile ist eine derartige, dass der Hebel selbst nicht schwanken kann, sondern stets mit gleichmässigem, ausreichend kräftigem Druck gegen die Kupferflächen anliegt.

Die Grösse der Kontaktfläche ist der maximalen Stromstärke angepasst.

Die Spitze des rotierenden Körpers *H* ragt ungefähr 5 mm tief in die auf dem Boden des mit Alkohol gefüllten Unterbrechergefässes befindliche Quecksilberschicht hinein, und wird mittelst einer schräg verlaufenden Bohrung *B*

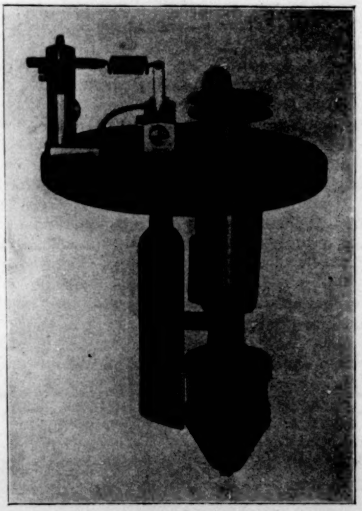


Fig. 3.

teils durch Centrifugalkraft, teils durch die schiefe Ebene, die die Bohrung bildet, ein kleines Quantum Quecksilber gehoben. Letzteres tritt durch die beiden Einschnitte der Centrifuge *H* wieder nach aussen, wird aber grösstenteils durch den Kontakt *C* festgehalten und durch Reibung über die Kupferflächen verteilt. Hierdurch wird auch bei schnellster Rotation ein sicherer Kontakt erzielt und jede Zufälligkeit bei dem Unterbrechungsvorgang ausgeschlossen.

Fig. 3 zeigt die inneren Teile des neuen Unterbrechers nach einer photographischen Aufnahme.

Da die Reibung auf ein Minimum reduziert ist, ist die Abnutzung der Kontakte eine ganz unbedeutende. Ein weiterer Vorteil besteht

bei diesem Unterbrecher darin, dass er infolge der Gleichmässigkeit des Kontaktes sehr ruhig arbeitet. Eine Explosionsgefahr ist völlig ausgeschlossen, da durch die exzentrische Anordnung der Zentrifuge im Unterbrechergefäss die schädliche Trichterbildung der Flüssigkeit vermieden wird. Der Verbrauch an Quecksilber infolge der Oxydation ist ganz minimal. Die Unterbrecher, die sich auch bei Dauerbetrieb gut bewährt haben, sind für Akkumulatorenbetrieb oder Netzanschluss von 110 resp. 220 Volt konstruiert.

E. R.

(Eingegangen 1. November 1900.)

BESPRECHUNGEN.

R. Sissingh „Propriétés générales des Images formées par des rayons centraux traversant une série de surfaces sphériques centrées. (Verhand. d. K. Ak. v. Wetensch. t. Amsterdam. 1900. 74 S.)

Die Abhandlung kann bezeichnet werden als eine systematische auf dem Boden der geometrischen Optik und speziell der Gaussschen Theorie (als einzige Abweichung wird die chromatische zugelassen). Der Grundgedanke ist folgender: Wenn man jeden Strahl festlegt durch „Amplitude" (Einfallshöhe) A und „Divergenz" (Achsenwinkel) D, dann sind A und D für den letzten Strahl lineare Funktionen von A_1 und D_1; die Transformationskonstanten lassen eine einfache Deutung zu, überdies werden alle Verhältnisse auf die leicht zugänglichen Scheitel der ersten und letzten Fläche bezogen.

Ohne dass es möglich erscheint, in einem kurzen Referat dies im einzelnen darzustellen, werden in einheitlicher Weise untersucht die Bedeutung obiger Konstanten und ihre Beziehungen sowohl untereinander sowie zu den bekannten Begriffen.

Kap. I behandelt demzufolge die Vereinigung zweier, die Umkehrung eines Systemes, den Fall einer brechenden Fläche und dünnen Linse, eine allgemeine Beziehung zwischen den Transformationskonstanten, die Linearvergrösserung, die ausgezeichneten Punkte, die Winkel- und Tiefenvergrösserung, die Konstruktion des Bildes, die Transformationskonstanten einer oder eines Systemes von zwei Linsen, die Divergenzänderung der Strahlenbündel, die Lage der Hauptbrennpunkte und die teleskopischen Systeme.

Kap. II umfasst Betrachtungen über das Gesichtsfeld, die Vergrösserung, den Begriff „Vergrösserungsvermögen" (Winkel, unter dem man die Längeneinheit sieht), die Bildhelligkeit, die Gesichtsfeldtiefe, den Einfluss der Lage der Pupillen auf Messungen für objekt- oder bild- oder beiderseitig telezentrischen Strahlengang und die Perspektivität.

Kap. III bespricht die Verhältnisse des emmetropen Auges, die Änderung der optischen Konstanten mit der Akkommodation, die Achromatisierung von optischen Systemen in absolutem Sinn (Unabhängigkeit der 4 Transformationskonstanten von der Wellenlänge) und die Achromasieverhältnisse der Okulare.

Eine Zusammenstellung der angewendeten Zeichen bezw. ihrer systematischen Bedeutung sowie der Hauptformeln beschliesst das Ganze.

Karl Strehl.

(Eingegangen 21. November 1900).

Personalien.

Professor Dr. Heinrich Goldschmidt zu Heidelberg hat den Ruf als o. Professor der Chemie und Direktor des Chemischen Laboratoriums an die Universität Christiania angenommen und wird am Schluss dieses Wintersemesters Heidelberg verlassen.

Dr. Max Rudolphi ist die venia legendi für Physik und physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt erteilt worden.

An der Technischen Hochschule zu Hannover hat sich Dr. E. Laves als Privatdozent für physiologische und Nahrungsmittel-Chemie habilitiert.

An der Universität Heidelberg erhielt der ausserordentliche Professor Landsberg einen Lehrauftrag für darstellende Geometrie; der Privatdozent Dr. Stolle einen Auftrag für pharmazeutische Chemie.

Bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ist der Assistent Dr. Diesselhorst zum technischen Hilfsarbeiter ernannt worden.

Die in der diesjährigen Generalversammlung der Deutschen Chemischen Gesellschaft vorgenommene Vorstands-Ergänzungswahl hatte folgendes Resultat: Präsident, Prof. J. H. van't Hoff-Berlin; Vizepräsidenten, Professor Kraemer-Berlin, Professor v. Pechmann-Tübingen; Ausschussmitglieder, 1) einheimische: die Professoren M. Delbrück, C. Harries, O. N. Witt, A. Wohl; 2) auswärtige: die Professoren Johannes Thielemann-München, Auwers-Greifswald, Jannasch-Heidelberg und M. Richter-Karlsruhe. Die Mitgliederzahl der Gesellschaft beträgt z. Zt. 3408.

Berichtigungen.

In der Rede von R. Poincaré, Über die Beziehungen der experimentellen und der mathemathischen Physik ist auf S. 200, **I.** Spalte, Zeile 7 von unten statt „er" „sie"; auf S. 201, **II.** Spalte, Zeile 7 von oben statt „über die Ausströmung derselben" „über das Fliessen der festen Körper; Zeile 14 statt „Einfachheit" „Einheitlichkeit" zu lesen.

Anzeige.

Physiker

tüchtig und vermögend, kann als **Socius** in ein **gut rentierendes** physikalisch-technisches Laboratorium eintreten. Interessante Thätigkeit. Offerten mit Angabe der ev. verfügbaren Mittel unter **G. Q. 131** an **Rudolf Mosse, Berlin W.,** Leipzigerstr. 103.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.